

科学研究費助成事業（学術研究助成基金助成金）研究成果報告書

平成 25 年 05 月 27 日現在

機関番号：12701
 研究種目：若手研究（B）
 研究期間：2011～2012
 課題番号：23760091
 研究課題名（和文）熱力学に立脚した統一的マルチフィジックス・マルチスケール解析手法の開発
 研究課題名（英文）Unified multi-physics and multi-scale simulation method based on the thermal mechanics
 研究代表者
 松井 和己（Matsui, Kazumi）
 横浜国立大学・大学院環境情報研究院・准教授
 研究者番号：00377110

研究成果の概要（和文）：

数学的均質化法に基づいたマルチスケール解析手法の定式化を再構築し、従来の定式化では単に極限操作を行うためのパラメータとして認識されてきた、ユニットセル（RVE）の大きさを表すパラメータ ε を物理現象の支配方程式と関連づけた。これにより、従来のマルチスケール解析手法では表現することのできなかつた、ユニットセルの寸法効果を表現できるようになっただけでなく、現象を記述する物理モデルに応じて形式の異なる 2 変数境界値問題を導出できるようになった。

研究成果の概要（英文）：

The macroscopic average properties for heat transfer problems are derived by using the mathematical homogenization method. It has been said that the most important parameter for the homogenization is a small parameter ε , which defines the scale of the representative volume elements (RVE's), and which should be sufficiently small for the necessary condition of this method. This research shows that another condition, which is the consistency of the physical parameters with the scale parameter, will change the so-called two-scale boundary value problems.

交付決定額

（金額単位：円）

	直接経費	間接経費	合計
交付決定額	3,300,000	990,000	4,290,000

研究分野：材料力学

科研費の分科・細目：機械工学，機械材料，材料力学

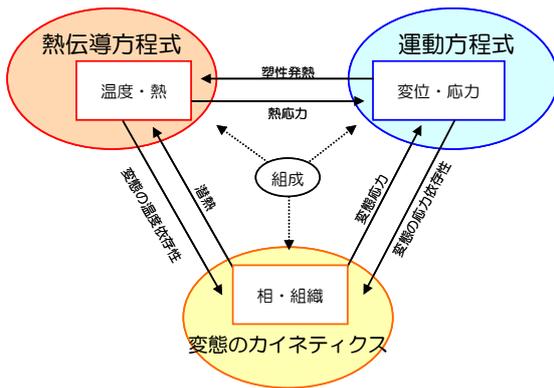
キーワード：計算力学，マルチスケール解析

1. 研究開始当初の背景

機械製品の数値シミュレーションでは、機械部品やその構成材料を均質な連続体ととらえ、材料試験などによって計測された材料特性を用いるのが一般的であり、その精度を向上させるために様々な「材料モデル」が提案されてきた。金属材料の塑性変形を例にあげると、基本的な塑性変形を記述する J2 塑性モデルからはじまり、実際の加工成形時に見られる複雑な挙動を表現するためには特別な「材料モデル」がある。これらの現象論的な材料モデルが、実際の現象をよく「再現」

することは否定しないが、その挙動を決定づけている材料内部での「変化・現象」を直接考慮することができないという限界が存在する。

たとえば、加工や塑性変形に伴う相変態を取り扱うマクロ系の立場では、複数の組織が混在している状態を体積分率（混合則）で表現すること多く、各組織の形状や相互作用などを直接考慮することが困難である。一方で、Phase-Field 法に代表される計算材料科学の進歩により、材料組織レベルの複雑な現象を連続体近似のもとで直接取り扱った数値シ



ミュレーションが実現されるようになった。これにより、従来の試行錯誤的な材料開発手法が、材料組織レベルでの物理現象あるいはその数値シミュレーションに基づく論理的な材料開発へと移行しつつある。しかしながら、これらミクロ系に対するモデル化は、マクロ的に一様な温度場・ひずみ場の仮定の下で行われることが多く、試験片レベルの温度やひずみの分布を考慮することが困難である。

このように現在までに報告されている相変態を考慮した解析手法は、マクロ系とミクロ系との間に存在するスケールの壁を克服できていない。このような問題に対する抜本的な解決策として、申請者らは数学的均質化法に基づく非線形マルチスケール解析手法を開発してきた。これによれば、従来「材料モデル」によって記述されてきた全体構造（マクロ構造）における材料挙動を、電子顕微鏡などで観察すれば複雑な形状を有していることが観察できる微細な領域（ミクロ構造）に対する境界値問題として記述できる。つまり、ミクロ領域における物理現象を直接評価することで、マクロ領域で観察される複雑な物理現象との因果関係を明確に表現することが可能となる。

2. 研究の目的

研究代表者はこれまでに、このマルチスケール解析手法を弾塑性問題をはじめとする様々な力学問題あるいは熱伝導方程式との連成問題に適用し、この解析手法の妥当性や有効性を検証してきた。しかしながら、均質化法の本質がスケール分離であることを考えると、相変態を考慮したマルチスケール解析を実現するためには、材料組織レベルでの現象から巨視的な現象までを「ひとつの支配方程式」として記述することが必要であり、単なる熱伝導方程式と運動方程式という温度場・応力場の連成問題として取り扱うだけでは不十分であるという認識に至った。

そこで本研究では、連続体熱力学の立場からこれらの現象を統一的に取り扱うことのできる支配方程式を導出する「変態・熱・力

学 (metallo-thermo-mechanics)」に基づき、これに均質化法を適用することで、『熱力学的エネルギーに立脚した統一的マルチフィジックス・マルチスケール解析手法』を開発することを目的とする。

3. 研究の方法

(1) 相変態を考慮した支配方程式の導出と数値解析プログラムの作成

連続体熱力学の立場からさまざまな物理現象に対する統一的な支配方程式を導出する「変態・熱・構造

(metallo-thermo-mechanics)」に基づいて、相変態を考慮した熱・構造連成の支配方程式を導出する。

一般には、凝固などの1次相変態に伴う転移熱（潜熱）は異相間に存在するエネルギー障壁としてモデル化される。また、相変態に伴って生じる体積変化を熱ひずみとしてとらえ、塑性仕事などを考慮した熱力学的自由エネルギーを定義する。この全自由エネルギーに対する保存則ならびに熱力学の法則

(Clausius-Duhem の不等式, Legendre 変換など)を用いて、この系全体に対する支配方程式を導出する。さらに、こうして得られた非線形方程式に対するシングルスケール（マルチスケール解析ではない）数値解析プログラムを作成する。

(2) 相変態を考慮したマルチスケール有限要素解析の定式化

上で導出した「相変態を考慮した熱・構造連成の支配方程式」に対して、一般的な均質化法の手続きにしたがってミクロスケール・マクロスケールを導入し、その2変数を関連づけるパラメータ・の極限操作により相変態を考慮した熱・構造連成問題に対する2変数境界値問題を導出する。さらに、この境界値問題に対して、これまでに開発してきた「弾塑性体に対するマルチスケール有限要素解析プログラム」、および「熱伝導問題に対するマルチスケール有限要素解析プログラム」をもとに、本研究課題の主題である『相変態を考慮したマルチスケール有限要素解析プログラム』を作成する。

さらに、開発した数値解析プログラムを用いて、マクロ構造モデルに一様場を仮定したマルチスケール解析を実行し、エネルギーの収支や数値解の収束性などの観点から、定式化および解析プログラムを検証する。マクロ構造に一様な応力場・温度場を仮定すれば、既存の組織形成シミュレーションとほぼ同様の問題設定となるため、これらの解析結果との比較も行い、定式化や解析プログラムの妥当性を検証する。

4. 研究成果

(1) 非定常熱伝導問題に対する均質化法

Fig-1 に示すような複数の構成材料からなる非均質体を考え、実数空間を \mathbf{R} 、構造全体の $ndim$ 次元領域を $\Omega \in \mathbf{R}^{ndim}$ で表す。また、この領域 Ω における非均質性は、代表長さ l を有する基本周期構造領域（以下ユニットセルと呼ぶ）内における幾何形状および構成材料の物性によって定義されており、全体構造は微小なユニットセルを繰り返し配置することによって覆うことができるものとする。したがって、この非均質体の巨視的な力学挙動はユニットセル内で定義される現象だけでなく、その大きさ l にも依存する。以下の定式化では、このユニットセルへの依存性を明確にするために上付き添え字 $_$ を用いて温度、熱流束などをはじめとする各変数をそれぞれ $T_$ 、 $q_$ のように表記する。

このとき、なめらかな境界 $\Gamma_$ を有する領域に対する非定常熱伝導方程式は次のように定義される。

$$-\nabla \cdot \mathbf{q}^\epsilon(\mathbf{x}, t) + s^\epsilon(\mathbf{x}, t) = \rho^\epsilon(\mathbf{x}) c^\epsilon(\mathbf{x}) \dot{T}^\epsilon(\mathbf{x}, t) \quad \text{in } \Omega^\epsilon \quad (1)$$

ここで、 $c_$ と $\rho_$ はそれぞれ、構成材料の比熱および密度、 s は単位体積あたりの熱源である。また、熱流束 $\mathbf{q}(\mathbf{x}, t)$ は次のようなフーリエの法則によって温度場 $T(\mathbf{x}, t)$ と関連づけられているものとする。

$$\mathbf{q}^\epsilon(\mathbf{x}, t) = -\lambda^\epsilon(\mathbf{x}) \nabla T^\epsilon(\mathbf{x}, t) \quad (2)$$

ここで、 $\lambda_(\mathbf{x})$ は熱伝導係数テンソルである。また、一般的な熱伝導問題における境界条件として次のような、温度既定境界、熱流束既定境界、熱伝達境界、ならびに異種材料界面を考える。

$$T^\epsilon = \bar{T} \quad \text{on } \Gamma_T$$

$$\mathbf{q}^\epsilon \cdot \mathbf{n} = \bar{q} \quad \text{on } \Gamma_q$$

$$\mathbf{q}^\epsilon \cdot \mathbf{n} = -k_s (T^\epsilon(\mathbf{x}) - \bar{T}_\infty) \quad \text{on } \Gamma_s$$

$$\mathbf{q}_m^\epsilon \cdot \mathbf{n}_m = \frac{1}{R_c} (T_m^\epsilon - T_s^\epsilon) \quad \text{on } \Gamma_c^\epsilon$$

ここで、異種材料界面 $\Gamma_{\epsilon c}$ 以外の境界は相補の関係にあり $\Gamma_T \cap \Gamma_q \cap \Gamma_\infty = \emptyset$ かつ $\Gamma = \Gamma_T \cup \Gamma_q \cup \Gamma_\infty$ である。また、 \mathbf{n} は各境界上の外向き法線ベクトルであり、 \bar{T} は境界 Γ_T 上で既定される温度、 \bar{q} は境界 Γ_q から与えられる熱流束、 \bar{T}_∞ と k_s はそれぞれ境界 Γ_∞ で定義される環境温度と熱伝達係数である。

(2) 支配方程式の無次元化

均質化法の定式化に先だって、支配方程式の無次元化を行う。構造全体の代表寸法を L 、各種材料パラメータの代表量をそれぞれ $\bar{\rho}$ 、 \bar{c} 、 $\bar{\lambda}$ として、温度や空間座標、物性値を次のように

$$\theta = \frac{T - T_\infty}{T_0 - T_\infty}, \quad X = \frac{x}{L}, \quad \rho^* = \frac{\rho}{\bar{\rho}}, \quad c^* = \frac{c}{\bar{c}}, \quad \lambda_{ij}^* = \frac{\lambda_{ij}}{\bar{\lambda}}$$

このとき、無次元化熱流束は次のような無次元化Fourier則によって規定でき、

$$Q_i = \frac{L}{\bar{\lambda}(T_0 - T_\infty)} q_i = -\lambda_{ij}^* \frac{\partial \theta}{\partial X_j}$$

無次元化した支配方程式は次のようになる。

$$\rho^* c^* \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial X_i} Q_i = S$$

ここで、 τ と S はそれぞれFourier数（時間の無次元数）と無次元化熱源であり、それぞれ次のように定義した。

$$\tau = \frac{\bar{\lambda}}{\bar{\rho} \bar{c} L^2} t, \quad S = \frac{L^2 s}{\bar{\lambda}(T_0 - T_\infty)}$$

さらに、式(3)~(6)の境界条件に対しても無次元化を行えば、無次元化した支配方程式に対する弱形式は、 $v_$ を試験関数として次のように表すことができる。

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega^\epsilon} v^\epsilon \rho^* c^* \frac{\partial \theta^\epsilon}{\partial \tau} dV + \int_{\Omega^\epsilon} \frac{\partial \eta^\epsilon}{\partial X_i} \lambda_{ij}^* \frac{\partial \theta^\epsilon}{\partial X_j} dV \\ &= \int_{\Omega^\epsilon} \eta^\epsilon \bar{S}^\epsilon dV + \int_{\Gamma_q} \eta^\epsilon \bar{Q} dS \\ &+ \int_{\Gamma_s} \eta^\epsilon B_s \theta^\epsilon dS + \int_{\Gamma_c^\epsilon} (\eta_m^\epsilon - \eta_s^\epsilon) B_R (\theta_m^\epsilon - \theta_s^\epsilon) dS \end{aligned}$$

ここで、 B_s は熱伝達のBio数と呼ばれ、熱伝導に対する熱伝達の相対的な大きさを表す無次元数であり、接触熱抵抗に関する無次元数とともにそれぞれ次のように定義した。

$$B_s = \frac{k_s L}{\bar{\lambda}}, \quad B_R = \frac{L}{\bar{\lambda} R_c}$$

(3) 漸近展開法による均質化法の定式化

一般的な均質化理論の記述にしたがって、微視的な非均質性が観察できないマクロスケール $\mathbf{X} \in \mathbf{R}^{ndim}$ とともに、微視領域を測る尺度である無次元化ミクロスケール $\mathbf{Y} \in \mathbf{R}^{ndim}$ を導入する。マクロ構造、ミクロ構造それぞれの代表寸法の比としてパラメータ $_ = l/L$ を定義し、これによって $\mathbf{Y} = \mathbf{X}/_$ のように関連づける。

いま、無次元化温度場 $\theta_$ とその試験関数に対して、それぞれ次のような漸近展開形の解を仮定する。

$$\theta^\epsilon(\mathbf{X}) = \theta(\mathbf{X}, \mathbf{Y}) = \theta^0(\mathbf{X}, \mathbf{Y}) + \epsilon \theta^1(\mathbf{X}, \mathbf{Y}) + \epsilon^2 \theta^2(\mathbf{X}, \mathbf{Y}) + \dots$$

$$v^\epsilon(\mathbf{X}) = v(\mathbf{X}, \mathbf{X}) = v^0(\mathbf{X}, \mathbf{Y}) + \epsilon v^1(\mathbf{X}, \mathbf{Y}) + \epsilon^2 v^2(\mathbf{X}, \mathbf{Y}) + \dots$$

ここで、 $_$ に関する各オーダーの温度 $\theta_i(i=0, 1, \dots)$ は \mathbf{Y} -periodicであると仮定する。また、微分の連鎖則から、これらの空間勾配は次のようになる。

$$\frac{\partial}{\partial X_i^\epsilon} = \frac{\partial}{\partial X_i} + \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial}{\partial Y_i}$$

これを弱形式に代入すると次のようになる。

ここで、 C_H を均質化熱容量、 S_H を均質化熱源

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega^\epsilon} \rho^* c^\epsilon (v^0 + \epsilon v^1 + \dots) \frac{\partial}{\partial \tau} (\theta^0 + \epsilon \theta^1 + \dots) dV \\ &+ \int_{\Omega^\epsilon} \left[\frac{1}{\epsilon} \nabla_Y v^0 + (\nabla_X v^0 + \nabla_Y v^1) + \dots \right] \\ &\cdot \lambda^* \left[\frac{1}{\epsilon} \nabla_Y \theta^0 + (\nabla_X \theta^0 + \nabla_Y \theta^1) + \dots \right] dV \\ &= \int_{\Omega^\epsilon} (v^0 + \epsilon v^1 + \dots) S dV + \int_{\Gamma_q} (v^0 + \epsilon v^1 + \dots) \bar{Q} dS \\ &+ \int_{\Gamma_s} (v^0 + \epsilon v^1 + \dots) B_s^\epsilon (\theta^0 + \epsilon \theta^1 + \dots) dS \end{aligned}$$

として、それぞれ無次元量として次のように定義した。

$$C^{H*} := \frac{1}{|Y|} \int_Y \rho c dv, \quad S^{H*} := \frac{1}{|Y|} \int_Y s dv$$

また、式(19)を(18)に代入すると、次のようなマイクロ構造に対する支配方程式を得る。

$$\int_{\Omega} \frac{1}{|Y|} \int_Y \nabla_Y v^1 \cdot (\lambda^* \nabla_X \theta^0 + \nabla_{\theta}^1) dv dV = 0$$

以上のように、均質体の熱伝導問題に対するマルチスケール問題は、式(21)と(19)を同時に満足するマイクロ無次元化温度場 $\theta_1(\mathbf{X}, \mathbf{Y})$ およびマクロ無次元化温度場 $\theta_0(\mathbf{X})$ を求めるという、両スケールが連成した境界値問題となる。

(4) 特性関数の導入と均質化熱伝導率

線形の熱伝導問題に対して、従来の均質化法と同様に次のような特性関数を導入し、マイクロ無次元化温度場がマクロ温度勾配に比例するものと仮定する。

$$\theta^1(\mathbf{X}, \mathbf{Y}) = -\chi_i(\mathbf{Y}) \frac{\partial \theta^0(\mathbf{X})}{\partial X_i}$$

これをマイクロ構造に対する方程式(21)に代入すれば、単位マクロ温度勾配に対するマイクロ周期応答 χ を求めるための方程式となる。

これを解いて得られる特性関数を用いて、均質化熱伝導率を

$$\lambda^{H*} = \frac{1}{|Y|} \int_Y (\lambda - \lambda \cdot \nabla_Y \chi) dv$$

と定義すれば、マクロ構造に対する支配方程式は次のようになる。

$$\int_Y \nabla_Y v^1 \cdot \lambda^* (I_j - \nabla_Y \chi_j) dv = 0$$

以上の定式化より、非定常熱伝導方程式に均質化法を適用すると、マクロ構造に対する支配方程式(25)は時間発展を伴う非定常問題として定義できるのに対して、その平均的な熱伝導率を与えるマイクロ支配方程式(21)は時間発展のない定常問題となることがわかる。

(5) 物理パラメータのオーダーを考慮した定式化

既往の漸近展開法に基づいた均質化法の定式化においては、マイクロ構造の大きさを表すパラメータのオーダーでまとめる操作を行っているが、このような操作が可能となるためには、 $_$ 以外のパラメータがすべて同じオーダーであることが必要である。特に、線形弾性体の静的つりあい問題や定常熱伝導問題であれば、現象を支配する物理パラメータはひとつであることが多いため、このような前提条件の下で行った定式化であっても十分に意味のある支配方程式を導出できる。しかしながら、現象を記述する物理パラメータが複数存在するような問題では、これらパラメータの大きさを考慮しなければ、 $_$ のオーダーで正しく恒等式を分類することができない。以下では、非定常熱伝導問題における熱容量と熱伝導率の比に注目し、物理パラメータのオー

ダを意識した均質化法の定式化を示す。

① $(\rho^* c^*) / |\lambda^*| = 0$ のとき

前節で示した、物理パラメータのオーダーを意識しない定式化に対応し、マクロ構造に対しては非定常、マイクロ構造については定常熱伝導問題となる支配方程式が導出できる。

② $(\rho^* c^*) / |\lambda^*| = 0$ のとき

熱伝導と比較して熱容量が $_$ の1オーダーだけ大きい問題設定であり、 $|\lambda^*|$ と同オーダーの熱容量 $\rho^* c^1$ を用いて、

$$\rho^* c^* = \epsilon \rho^1 c^1 = O(|\lambda^*|) \quad (26)$$

と表現できることを仮定する。このような問題設定に対して、前節と同様に無次元化温度場と試験関数に漸近展開形を仮定し、 $_$ のオーダーで式を整理すると、各オーダーについての恒等式

(14) ~ (16) のうち、 $_0$ についての恒等式は次のようになる。

$$\begin{aligned} (\epsilon^0): \int_{\Omega} \frac{1}{|Y|} \int_Y [\nabla_Y v^0 \cdot \lambda^* (\nabla_X \theta^1 + \nabla_Y \theta^2) \\ + (\nabla_X v^0 + \nabla_Y v^1) \cdot \lambda^* (\nabla_X \theta^0 + \nabla_Y \theta^1) \\ + (\nabla_X v^1 + \nabla_Y v^2) \cdot \lambda^* \nabla_Y \theta^0] dv dV \\ = \int_{\Omega} \frac{1}{|Y|} \int_Y v^0 S dv dV + \int_{\Gamma_q} v^0 \bar{Q} dS + \int_{\Gamma_s} v^0 B_s \theta^0 dS \end{aligned}$$

つまり、熱容量の項は $_1$ のオーダーであり、 $_ \rightarrow 0$ の極限でゼロとなる。したがって、前節と同様の均質化法の手続きに従えば、マクロ構造に対する支配方程式は次のような定常熱伝導問題となる。

$$\int_{\Omega} \nabla_X v^0 \cdot \lambda^{H*} \nabla_X \theta^0 dV = \int_{\Omega} v^0 S^{H*} dV + \int_{\Gamma_q} v^0 \bar{q} dS$$

ここで、均質化熱伝導率やそれを求めるマイクロ支配方程式は前節と同様、式(24)および(23)で与えられる。

また、以上の議論から、 $\rho^* c^* / |\lambda^*| = 0$ (2), $\rho^* c^* / |\lambda^*| = 0$ (3) であっても同様の支配方程式が得られることは容易に予想できる。したがって、 $\rho^* c^* / |\lambda^*| < 0$ (1) の場合は、マイクロ問題、マクロ問題ともに定常熱伝導問題となることがわかる。

③ $(\rho^* c^*) / |\lambda^*| = 0$ のとき

熱伝導と比較して熱容量が $_$ の1オーダーだけ小さい問題設定であり、 $|\lambda^*|$ と同オーダーの熱容量 $\rho^* c^1$ を用いて、

$$\rho^* c^* = \epsilon^{-1} \rho^1 c^1 = O(|\lambda^*|)$$

と表現できることを仮定する。このとき、前節と同様に無次元化温度場と試験関数に漸近展開形を仮定し、 $_$ のオーダーで式を整理すると、各オーダーについての恒等式(14) ~ (16)はそれぞれ次のようになる。

$$(\epsilon^{-2}): \int_{\Omega} \frac{1}{|Y|} \int_Y \nabla_Y v^0 \cdot \lambda^* \nabla_Y \theta^0 dv dV = 0$$

$$(\epsilon^{-1}): \int_{\Omega} \frac{1}{|Y|} \int_Y \rho^* c^* v^0 \frac{\partial \theta^0}{\partial \tau} dv dV + \int_{\Omega} \frac{1}{|Y|} \int_Y [\nabla_Y v^0 \cdot \lambda^* (\nabla_X \theta^0 + \nabla_Y \theta^1) + (\nabla_X v^0 + \nabla_Y v^1) \cdot \lambda^* \nabla_Y \theta^0] dv dV = 0$$

$$(\epsilon^0): \int_{\Omega} \frac{1}{|Y|} \int_Y \rho^* c^* \left(v^0 \frac{\partial \theta^1}{\partial \tau} + v^1 \frac{\partial \theta^0}{\partial \tau} \right) dv dV + \int_{\Omega} \frac{1}{|Y|} \int_Y [\nabla_Y v^0 \cdot \lambda^* (\nabla_X \theta^1 + \nabla_Y \theta^2) + (\nabla_X v^0 + \nabla_Y v^1) \cdot \lambda^* (\nabla_X \theta^0 + \nabla_Y \theta^1) + (\nabla_X v^1 + \nabla_Y v^2) \cdot \lambda^* \nabla_Y \theta^0] dv dV = \int_{\Omega} \frac{1}{|Y|} \int_Y v^0 S dv dV + \int_{\Gamma_q} v^0 \bar{q} dS + \int_{\Gamma_s} v^0 B_s \theta^0 dS$$

このとき、 $_{-2}$ のオーダー式から、式 (17) と同様の条件が導出でき、これを $_{-1}$ のオーダーの式に代入すると、マクロ無次元化温度場に対して次のような条件を得る。

$$\frac{\partial \theta^0}{\partial \tau} = 0$$

つまり、マクロ温度場は時間変化しない定常問題となるが、式 (25) に対応するマクロ支配方程式は次のような、ミクロ温度の時間発展を含んだ方程式となる。

$$\int_{\Omega} C^{H^*} v^0 \frac{\partial \theta^1}{\partial \tau} dV + \int_{\Omega} \nabla_X v^0 \cdot \lambda^{H^*} \nabla_X \theta^0 dV = \int_{\Omega} v^0 S^{H^*} dV + \int_{\Gamma_q} v^0 \bar{q} dS$$

ただし、均質化熱伝導率やそれを求めるミクロ支配方程式は前節と同様、式 (24) および (23) で与えられる。つまり、マクロ温度場は定常、ミクロ温度場については時間発展という支配方程式が導出されるが、ミクロ温度場の時間発展は境界条件を含んだマクロ支配方程式によって記述されることになる。

5. 主な発表論文等

(研究代表者、研究分担者及び連携研究者には下線)

[雑誌論文] (計 2 件)

(1) T. Tsunekawa, I. Watanabe and K. Matsui: Numerical Prediction of Deformation in Microstructures with Two-scale Finite Element Analysis for Polycrystalline metal, Computational Plasticity, Vol.11, 2011, 査読有.

<http://congress.cimne.com/complas2011/>

(2) N. Matsutani, K. Matsui and T. Yamada: Automatic Generation of Polycrystalline FE-model Directly from the EBSD Orientation Maps, Computational Plasticity, Vol.11 (on-line), 2011, 査読有.

<http://congress.cimne.com/complas2011/>

[学会発表] (計 3 件)

(1) 松谷哲嗣, 松井和己, 渡邊育夢, 山田貴博, EBSD 結晶方位分布にもとづく 3 次元多結晶モデルの自動生成, 第 17 回計算力学講演会, 2012 年 5 月, 京都.

(2) 恒川貴範, 渡邊育夢, 松井和己, 山田貴博, 強ひずみ加工に対するミクロ・マクロ解析手法, 第 17 回計算力学講演会, 2012 年 5 月, 京都.

(3) 松井和己, 天石敏郎, 山田貴博: 非定常熱伝導問題における均質化法の適用範囲, 第 16 回計算力学講演会, 2011 年 5 月, 東京.

6. 研究組織

(1) 研究代表者

松井 和己 (Matsui, Kazumi)

横浜国立大学・大学院環境情報研究院・准教授

研究者番号: 00377110